

2. Emisja promieniowania jonizującego

Promieniowanie – to emitowane przez źródła różnego rodzaju fale lub cząstki, które następnie mogą rozprzestrzeniać (propagować) się w przestrzeni lub różnego rodzaju materiałach i być rejestrowane z pomocą różnych urządzeń pomiarowych (detektorów).

Te trzy elementy: **emisja, propagacja i detekcja** promieniowania jonizującego będą przedmiotem szczegółowego omówienia w tym i kilku następnych wykładach.

Tabela 2.1 pokazuje schematycznie klasyfikację różnych rodzajów promieniowania pod względem możliwości jonizacyjnych

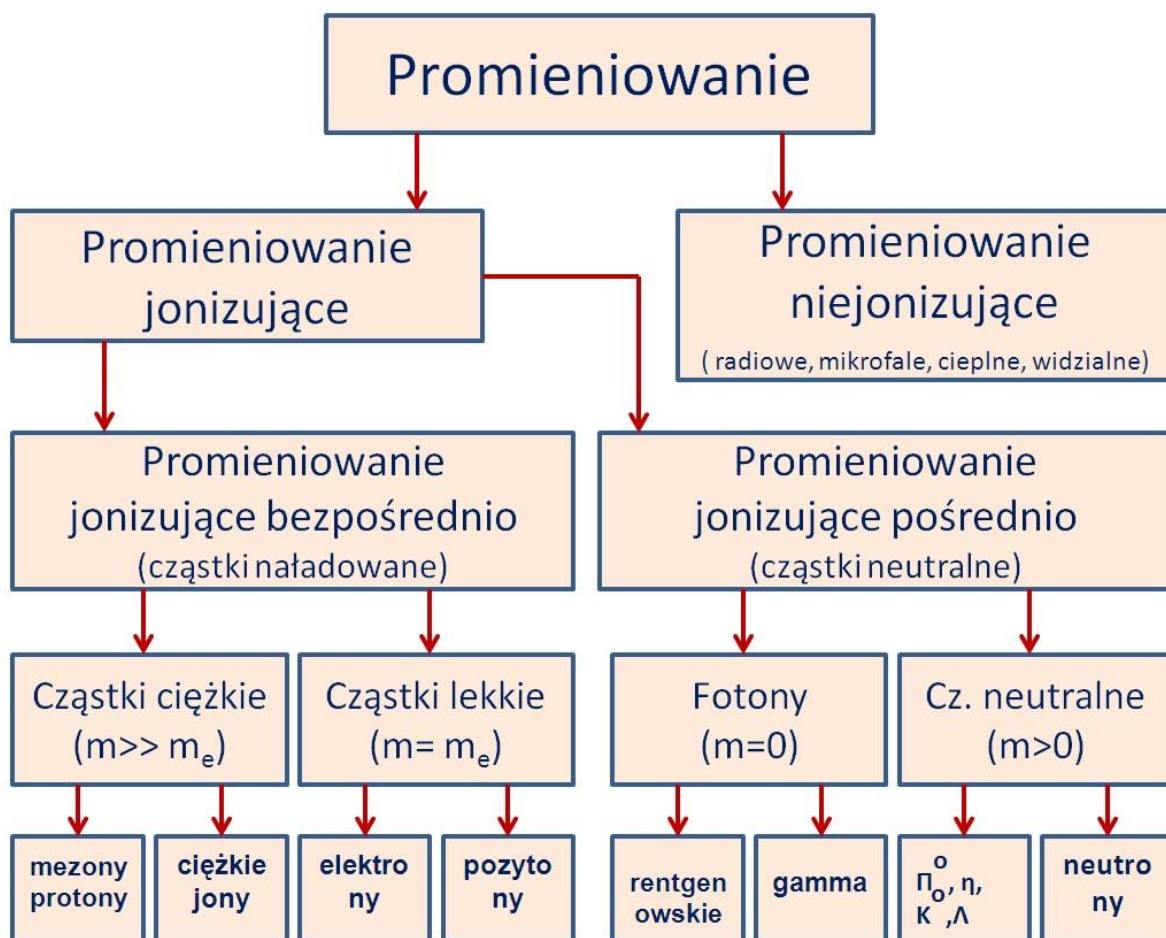


Tabela 2.1. Klasyfikacja promieniowania pod względem możliwości jonizacyjnych

W tym wykładzie będziemy omawiać procesy emisji **promieniowania jądrowego** które jest **promieniowaniem jonizującym, tzn.** - może wywoływać jonizację atomów ośrodka, przez który przenika. Promieniowaniem jonizującym jest promieniowanie elektromagnetyczne dużych energii oraz cząstki naładowane: elektrony, protony, cząstki alfa i cięższe jądra atomowe, a także jonizujące pośrednio - neutrony.

2.1. Źródła promieniotwórcze

2.1.1 Zjawisko promieniotwórczości

Układ okresowy pierwiastków chemicznych liczy obecnie (rok 2020r.) 118 pierwiastków. Ostatnim jest Oganesson, odkryty w 2002 roku w Zjednoczonym Instytucie Badań Jądrowych w Dubnej, a którego nazwa została oficjalnie zatwierdzona w 2016 roku. Prowadzone są także prace mające na celu syntezę pierwiastków o jeszcze większych liczbach atomowych. Synteza pierwiastków superciężkich to zadanie realizowane z pomocą akceleratorów ciężkich jonów, które przyspieszają wiązki radioaktywne. Jest to też zadanie dla teoretyków, którzy przewidują tzw. "wyspy stabilności" dla określonych wartości liczb protonów i neutronów w jądrze atomowym.

Zjawisko spontanicznej emisji promieniowania, które powodowało zaczernianie kliszy fotograficznej i wysyłane było przez minerały zawierające uran, odkrył w 1896 roku francuski fizyk Henri Becquerel przy okazji badań nad zjawiskami fluorescencji. Zjawisko to badała dalej Maria Skłodowska-Curie wraz ze swym mężem Piotrem Curie. W 1898 roku odkryli oni dwa pierwsze pierwiastki promieniotwórcze: Polon i Rad. W 1903 roku Becquerel wraz z małżeństwem Curie otrzymali nagrodę Nobla z fizyki. Maria nadała nowo odkrytemu zjawisku nazwę „**promieniotwórczość**”.



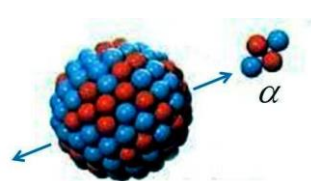
Od tego czasu odkryto wiele naturalnych pierwiastków promieniotwórczych, a w 1934 roku córka Marii i Piotra Curie - Irena, wraz ze swym mężem Fryderykiem Joliot-Curie odkryli zjawisko sztucznej promieniotwórczości otrzymując nowe izotopy promieniotwórcze drogą reakcji jądrowych. Za swe odkrycie otrzymali nagrodę Nobla w 1935 roku.

2.1.2 Przemiany promieniotwórcze

Przez przemianę promieniotwórczą jądra atomowego rozumiemy przekształcenie się danego jądra w inne, związane z emisją cząstki, alfa (α , jądra helu), beta (β , elektronu albo pozytonu) lub gamma (γ , fotonu). Nazwa przemiany określona jest zazwyczaj przez nazwę emitowanej cząstki. Przemiany promieniotwórcze należą do klasy procesów stochastycznych. Oznacza to, że nie można przewidzieć, czy dane jądro atomowe w danym odcinku czasu rozpadnie się, czy nie. Można natomiast określić prawdopodobieństwo, z jakim proces ten może zajść. Poniżej omówione będą krótko podstawowe przemiany promieniotwórcze.

A. Przemiana alfa

W rezultacie przemiany alfa, zwanej też rozpadem alfa, z jądra wyemitowana jest cząstka alfa (α), która swą strukturą odpowiada jądru atomu helu ${}^4_2\text{He}$, czyli nuklidu zawierającego dwa protony i dwa neutrony.

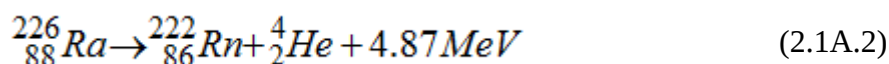


Rys. 2.1A.1. Schematyczna ilustracja przemiany alfa

Jądro przekształcone w rezultacie przemiany alfa ma liczbę masową mniejszą o 4 i liczbę atomową mniejszą o 2, co zapisuje się następująco



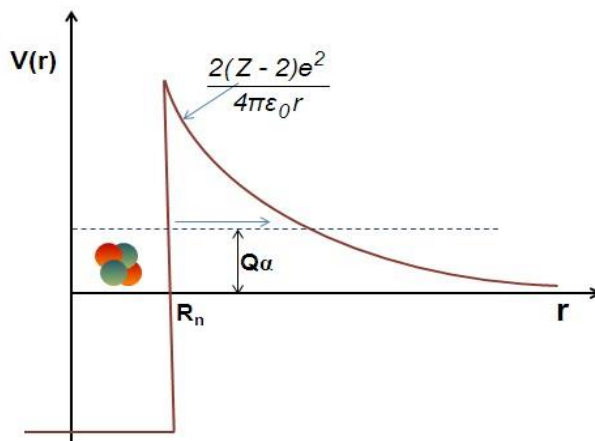
Gdzie Q oznacza energię wydzielaną podczas przemiany. Poniżej podany jest zapis przykładowej przemiany alfa.



Przemianom alfa ulegają jądra o dużych liczbach masowych (rzędu 200). W rezultacie, z niestabilnego jądra macierzystego powstaje bardziej stabilne nowe jądro oraz cząstka alfa, która jest nuklidem wyjątkowo stabilnym, z energią wiązania ok. 7 MeV na nukleon. Typowe energie emitowanych cząstek alfa mają wartości pomiędzy 4 a 9 MeV.

Warto zauważyć, że bariera kulombowska dla cząstek alfa w jądrach o dużych liczbach masowych wynosi ok. 30 MeV. Z punktu widzenia klasycznego bariera ta nie może być więc pokonana przez cząstkę o energii kilku MeV. Jest to jednak możliwe jako efekt tunelowy w mechanice kwantowej.

Wysokość bariery potencjału kulombowskiego dla cząstki naładowanej w jądrze zależy od ładunku jądra Z , promienia studni potencjału R_n oraz ładunku cząstki, który dla cząstki alfa wynosi 2 w jednostkach ładunku elementarnego. Prawdopodobieństwo emisji cząstki alfa w wyniku zajścia efektu tunelowego zależne jest także od energii przemiany Q_α . Zgodnie z obserwacjami i empiryczną zależnością Geigera i Nuttalla, oraz kwantowym opisem Gamowa im większa jest energia emitowanej cząstki alfa tym mniejsza jest szerokość bariery potencjału i tym bardziej prawdopodobny jest rozpad, co ilustruje **Rys.2.1A.2**. W podwójnie logarytmicznej skali jest to zależność liniowa przy czym różnicom energii cząstki alfa rzędu kilku MeV odpowiadają różnice w czasach życia w skali od 10^{-6} do 10^{17} sekundy.



Rys.2.1A.2. Studnia potencjału dla cząstki alfa w jądrze, efekt tunelowy i przemiana alfa

Energia uwalniana w rozpadzie, zwana energią rozpadu Q_α określona jest przez różnicę mas jądra macierzystego i produktów rozpadu. Mamy więc:

$$Q_\alpha = \{M(X) - [M(Y) + M(\alpha)]\} \cdot c^2 \quad (2.1A.3)$$

gdzie symbol M oznacza masę odpowiednio: jądra pierwotnego, jądra końcowego i cząstki alfa. W rozpadzie nie zmienia się sumaryczna liczba protonów i neutronów, czyli masa przed i po reakcji jest ta sama. Energia rozpadu wynika więc z różnicy energii wiązania E_w . Możemy więc napisać:

$$Q_\alpha = [E_w(Y) + E_w(\alpha)] - E_w(X) \quad (2.1A.4)$$

Aby więc reakcja mogła zachodzić, sumaryczna energia wiązania produktów rozpadu musi być większa niż energia wiązania jądra macierzystego. Sytuacja taka zachodzi dla jąder ciężkich z $Z > 82$ i dlatego rozpady alfa zachodzą właśnie dla takich jąder. Dla bardzo ciężkich jąder z $Z > 92$ możliwa staje się również emisja nuklidów cięższych niż cząstka alfa. Proces ten konkuruje z rozpadem alfa i nosi nazwę **rozszczenia spontanicznego**.

Rozpad alfa jest procesem dwuciałowym, tzn w stanie końcowym są dwa obiekty: cząstka alfa i jądro odrzutu. Jeśli więc zachodzi w spoczynku, to zasada zachowania pędu wymaga, by pędy produktów rozpadu były równe i przeciwnie skierowane. Masy cząstki alfa i jądra końcowego jednak zasadniczo się różnią. Wynikają z tego różne wartości energii kinetycznych.

$$E_k(\alpha) = \frac{p^2}{2 \cdot m_\alpha}, \quad E_k(Y) = \frac{p^2}{2 \cdot m_Y} \quad (2.1A.5)$$

Energia rozpadu Q_α jest sumą energii kinetycznych produktów rozpadu.

$$Q_\alpha = E_k(\alpha) + E_k(Y) = \frac{p^2}{2 \cdot m_\alpha} + \frac{p^2}{2 \cdot m_Y} = \frac{p^2}{2 \cdot m_\alpha} \cdot \left[1 + \frac{m_\alpha}{m_Y}\right] = E_k(\alpha) \cdot \left[1 + \frac{m_\alpha}{m_Y}\right] \quad (2.1A.6)$$

Biorąc pod uwagę stosunek masy cząstki alfa do masy jądra końcowego widzimy, że z dokładnością do kilku procent energia kinetyczna cząstki alfa odpowiada energii rozpadu.

Dla podanej wyżej przykładowej reakcji rozpadu jądra radu mamy:

$$E_\alpha = 4.78 \text{ MeV}, \quad E_j = 0.09 \text{ MeV} \quad (2.1A.7)$$

Zauważmy, że energia emitowanych cząstek alfa jest dla danej przemiany dobrze określona wartością, co jest konsekwencją faktu, że jest to rozpad dwuciałowy.

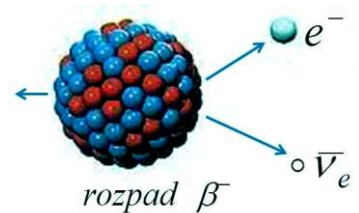
Trzeba jednak dodać że energie cząstek alfa zależą także od stanu jądra końcowego. Jeśli jest to stan wzbudzony, to następstwem rozpadu alfa jest także emisja fotonu w wyniku deekscytacji stanu wzbudzonego w jądrze końcowym. Często rozpad alfa następuje do

różnych stanów wzbudzonych. Wtedy energie emitowanych cząstek alfa będą różne w zależności od tego, do jakiego stanu wzbudzonego następuje rozpad. Jest to jednak widmo dyskretne, bo rozpad jest dwuciałowy. Emisji cząstki alfa towarzyszy jednak również emisja fotonów, o energiach rzędu kilkudziesięciu lub kilkuset keV.

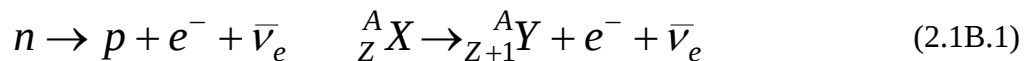
B. Przemiana beta

W przemianie (rozpadzie) beta wyemitowany jest elektron lub pozyton, czyli cząstka β , liczba atomowa zmienia się o jeden a liczba masowa nie zmienia się. Za przemianę β uważa się także wychwyt przez jądro elektronu z głębokiej powłoki atomowej..

W przemianie beta minus z jądra wyemitowany jest elektron, zaś w strukturze jądra następuje zamiana neutronu w proton. W procesie tym liczba masowa jądra nie zmienia się, liczba atomowa (liczba protonów w jądrze) zwiększa się o jeden, a liczba neutronów zmniejsza się o jeden.



Rys. 2.1B.1. Schematyczna ilustracja przemiany beta-minus



Prawo zachowania liczby leptonowej wymaga, by w procesie tym był również wyemitowany antylepton, którym jest tu antyneutrino. W rezultacie – rozpad beta, to **rozpad trzyciałowy**. Wpływa to zasadniczo na kinematykę tego procesu. Prawo zachowania pędu nie narzuca jednak jak podzielony będzie pęd pomiędzy trzy ciała, stanowiące stan końcowy procesu. W rezultacie podział pędu całkowitego może być realizowany na wiele sposobów, oczywiście przy zachowaniu warunku, że pęd sumaryczny w stanie końcowym musi być równy pędowi w stanie początkowym. Jeśli rozpad nastąpił w spoczynku, to pęd sumaryczny musi wynosić zero. Bardzo ważnym skutkiem tych zależności kinematycznych jest fakt, że energie wyemitowanych elektronów mogą mieć dowolne wartości, od zera, do energii maksymalnej określonej przez różnicę w energiach wiązania jąder: początkowego i końcowego.

Warunkiem energetycznym przemiany beta-minus jest, by masa początkowego jądra $M(Z,A)$ była większa od masy jądra końcowego $M(Z+1,A)$ o więcej niż masa spoczynkowa elektronu m_e . Energia rozpadu może być zapisana jako różnica mas:

$$Q_{\beta^-} = \{M(Z, A) - [M(Z + 1, A) + m_e]\} \cdot c^2 \quad (2.1B.2)$$

Uwzględniając w bilansie masy elektronów na powłokach atomowych, ale zaniedbując ich energie wiązania, możemy bilans energetyczny wyrazić w postaci

$$Q_{\beta} = \overbrace{[M(Z, A) + Zm_e]}^{M_A(Z, A)} c^2 - \overbrace{[M(Z+1, A) + m_e + Zm_e]}^{M_A(Z+1, A)} c^2 \quad (2.1B.3)$$

$$= \{M_A(Z, A) - M_A(Z+1, A)\} c^2$$

Gdzie $M_A(Z, A)$ oraz $M_A(Z+1, A)$ oznaczają odpowiednio masy atomów: początkowego i końcowego. Mamy bowiem

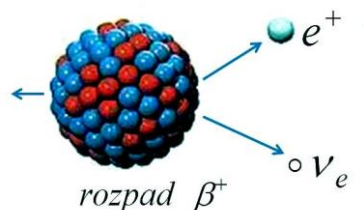
$$M_A(Z, A) = M(Z, A) + Zm_e \quad (2.1B.4)$$

Warunek zachodzenia przemiany beta-minus może być więc zapisany

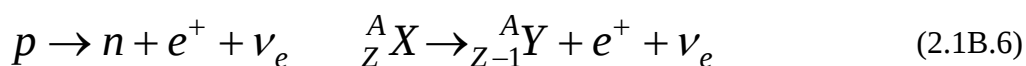
$$M_A(Z, A) > M_A(Z+1, A) \quad (2.1B.5)$$

Przemiana beta-minus może więc zachodzić, jeśli masa atomu początkowego jest większa od masy atomu końcowego.

W rozpadzie beta plus z jądra wyemitowany jest pozyton, zaś w strukturze jądra następuje zamiana protonu w neutron. W procesie tym liczba masowa jądra także się nie zmienia, liczba atomowa zmniejsza się o jeden, a liczba neutronów zwiększa się o jeden. Zależności kinematyczne rozpadu pozostają takie same jak w przemianie beta minus.



Rys. 2.1B.2. Schematyczna ilustracja przemiany beta-plus



Warunek energetyczny przemiany beta-plus może być zdefiniowany podobnie jak w przypadku przemiany beta-minus tzn., by masa początkowego jądra $M(Z, A)$ była większa od masy jądra końcowego $M(Z-1, A)$ o więcej niż masa spoczynkowa pozytonu, która jest taka sama jak masa spoczynkowa elektronu, czyli m_e . Energia rozpadu może być zapisana jako:

$$Q_{\beta+} = \{M(Z, A) - [M(Z-1, A) + m_e]\} \cdot c^2 \quad (2.1B.7)$$

Uwzględniając w bilansie masy elektronów na powłokach atomowych możemy bilans energetyczny wyrazić w postaci

$$Q_{\beta^+} = \overbrace{[M(Z,A) + Zm_e]}^{M_A(Z,A)} c^2 - \overbrace{[M(Z-1,A) + m_e + Zm_e]}^{M_A(Z-1,A) + 2m_e} c^2 \quad (2.1B.8)$$

$$= \{M_A(Z,A) - M_A(Z-1,A) + 2m_e\} c^2$$

Gdzie podobnie jak w przypadku przemiany beta-minus, $M_A(Z,A)$ oraz $M_A(Z-1,A)$ oznaczają odpowiednio masy atomów: początkowego i końcowego.

Warunek zachodzenia przemiany beta-plus w postaci relacji energetycznej może być zapisany

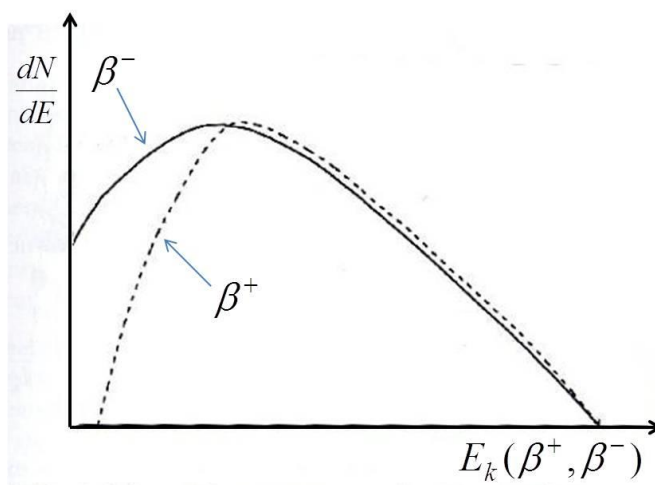
$$M_A(Z,A)c^2 > M_A(Z-1,A)c^2 + 2m_e c^2 \quad (2.1B.9)$$

gdzie $m_e c^2$ jest energią spoczynkową elektronu, $m_e c^2 = 0.511 \text{ MeV}$. Przemiana beta-plus może więc zachodzić, jeśli masa atomu początkowego jest większa od masy atomu końcowego o więcej niż dwie masy elektronu.

Widma elektronów i pozytonów emitowanych w przemianie beta różnią się swoim kształtem w wyniku oddziaływania kulombowskiego w stanie końcowym.

Dodatknie pozytony są odpychane przez emitujące je jądro, podczas gdy ujemne elektrony są przyciągane. Zmienia to kształt ich widma energetycznego.

Efekt ten jest zilustrowany na Rys. **, gdzie pokazane są przykładowe względne kształty widm elektronów i pozytonów dla tej samej energii maksymalnej. Widoczna jest wyraźna różnica w obszarze małych energii.



Rys.2.1B.3. Widma elektronów i pozytonów emitowanych w przemianie beta

Wychwyt elektronu z orbity atomowej przez jądro atomowe jest procesem zbliżonym do przemiany beta-plus. Następuje więc reakcja



Wychwytowi ulegają najczęściej elektrony znajdujące się na powłoce **K** położonej najbliżej jądra, dlatego efekt ten znany jest także jako „**wychwyt K**”

W tym przypadku energię reakcji możemy zapisać jako

$$Q_{WE} = \{[M(Z, A) + m_e] - M(Z - 1, A)\} \cdot c^2$$

$$= \{M(Z, A) - [M(Z - 1, A) - m_e]\} \cdot c^2 \quad (2.1B.11)$$

Uwzględniając w bilansie elektrony z powłok atomowych mamy

$$Q_{WE} = \{M_A(Z, A) - M_A(Z - 1, A)\} c^2 \quad (2.1B.12)$$

Warunkiem zachodzenia wychwytu elektronu jest więc

$$M_A(Z, A) > M_A(Z - 1, A) \quad (2.1B.13)$$

Wychwyt elektronu jest procesem konkurencyjnym w stosunku do przemiany beta-plus. Warunki energetyczne są w tym przypadku łatwiejsze do spełnienia, bo w przypadku przemiany beta –plus różnica mas musi przekraczać dwie masy elektronu. Kiedy tak nie jest zachodzi tylko wychwyt elektronu, kiedy oba procesy są możliwe – zachodzą oba.

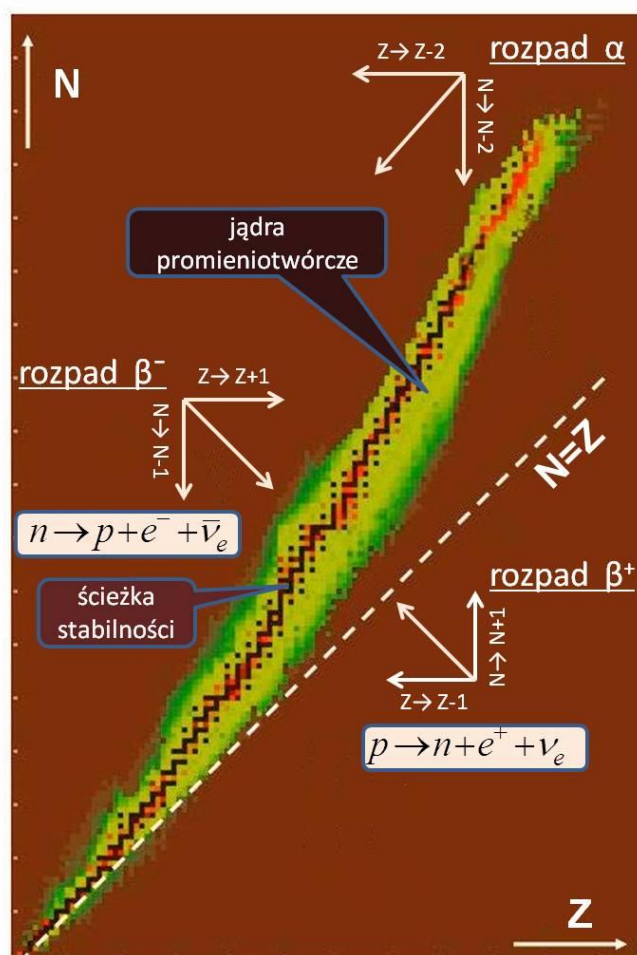
W przypadku wychwytu elektronu z orbity atomowej następuje także emisja **fotonu rentgenowskiego** wskutek przeskoku elektronu z orbity wyższej na orbitę, z której wychwycony był elektron. Foton ten może być pochłonięty w rezultacie czego następuje emisja elektronu z bardziej zewnętrznej powłoki atomowej. Elektrony te nazywane są **elektronami Auger'a**.

Ścieżka stabilności

Wszystkie stabilne jądra atomowe tworzą tzw. „**ścieżkę stabilności**” na karcie nuklidów, tj. wykresie na którego osiach znajdują się liczby protonów Z i liczby neutronów $N=A-Z$ dla istniejących w przyrodzie pierwiastków, **Rys.2.1B.4**

Wokół tej ścieżki grupują się jądra promieniotwórcze, które poprzez swe rozpady zbliżają się do ścieżki stabilności. To, jaki rozpad zachodzi, zależy od pozycji danego jądra względem ścieżki stabilności. Obszary zachodzenia poszczególnych rozpadów pokazane są także na rysunku razem ze zmianami liczb protonów i neutronów w danym rozpadzie.

Rys.2.1B.4 Karta nuklidów i ścieżka stabilności

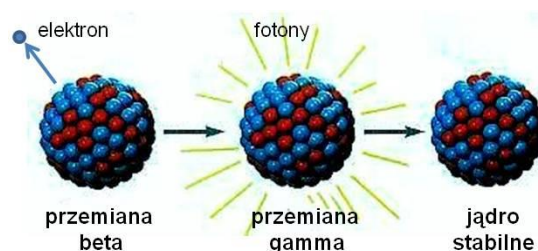


W przemianie alfa zmniejsza się zarówno liczba protonów, jak i neutronów, a jądro przesuwa się w kierunku bardziej stabilnych jąder o większej energii wiązania na nukleon. Inaczej jest w przypadku przemiany beta. Rozpad beta minus następuje dla jąder o podwyższonej zawartości neutronów w stosunku do ścieżki stabilności, rozpad beta plus i wychwyt elektronu – dla jąder z niedoborem neutronów. W obu przypadkach zachodząca przemiana zbliża końcowe jądra do ścieżki stabilności.

Jądra powstające w wyniku przemian alfa lub beta znajdują się zwykle w stanie wzbudzonym. Przechodząc do stanu podstawowego emitują kwant gamma (foton), czyli ulegają przemianie gamma.

C. Przemiana gamma

Przemiana gamma jest na ogół końcowym etapem przemian jądrowych alfa lub beta. Jądra tworzone w tych przemianach i będące w stanie wzbudzonym na ogół bardzo szybko (w czasie rzędu 10^{-12} s) ulegają przemianie gamma polegającej na przejściu jądra ze stanu wzbudzonego do stanu podstawowego poprzez emisję kwantu pola elektromagnetycznego – fotonu, co można zapisać następująco:



Rys. 2.1C.1. Schematyczna ilustracja przemiany gamma



Gwiazdka oznacza tu jądro w stanie wzbudzonym.

Przemiana gamma może też zachodzić jeśli jądro w inny sposób znajdzie się w stanie wzbudzonym, np. na skutek reakcji jądrowych. W przemianie tej obie liczby: atomowa i masowa pozostają niezmiennic, zmienia się natomiast energia wzbudzenia jądra. Energia wyemitowanego fotonu równa jest różnicy energii wzbudzenia jądra przed i po przemianie.

Konwersja wewnętrzna, to proces, w którym w miejsce emisji fotonu następuje wyemitowanie elektronu z jednej z powłok atomowych, co schematycznie może być zapisane jako



Energia wyemitowanego elektronu jest mniejsza od energii odpowiadającej wyemitowaniu fotonu o wartość energii wiązania elektronu na powłoce atomowej. Z kolei na opróżnione wskutek wyemitowania elektronu miejsce, następuje przeskok innego elektronu z wyższej powłoki atomowej połączony z emisją fotonu z obszaru energii rentgenowskich lub emisją elektronu Auger'a.

Procesy emisji fotonu lub elektronu wewnętrznej konwersji w przemianie gamma są konkurencyjnymi procesami. Stosunek α prawdopodobieństwa emisji elektronu p_e do prawdopodobieństwa emisji fotonu p_γ nazywa się **współczynnikiem wewnętrznej konwersji**.

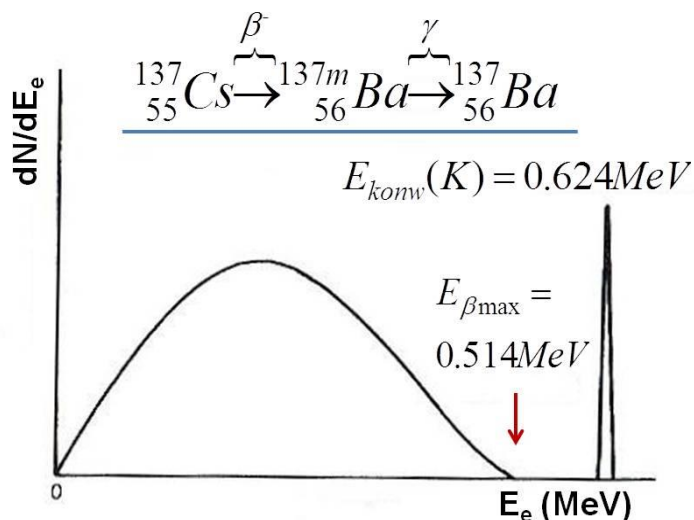
$$\alpha = \frac{p_e}{p_\gamma} = \frac{N_e}{N_\gamma} \quad (2.1C.3)$$

gdzie N_e jest liczbą elektronów, a N_γ liczbą fotonów emitowanych na jednostkę czasu. Wartości tych współczynników są wyznaczone i podawane jako jedna z wielkości charakteryzujących daną przemianę gamma. Przy takiej definicji wartości współczynników konwersji wewnętrznej mogą być większe od jedności, bowiem oznaczają nie prawdopodobieństwo, ale stosunek prawdopodobieństw. Określa się także cząstkowe współczynniki charakteryzujące prawdopodobieństwo emisji elektronu z poszczególnych powłok atomowych.

W niektórych przypadkach przemiana gamma następuje z pewnym opóźnieniem, które może nawet dochodzić do kilku godzin. Utrzymywany wtedy stan wzbudzony nazywa się **stanem metastabilnym lub izomerycznym**, a opóźnione przejście do stanu podstawowego, przejściem izomerycznym.

Jako przykład, na rysunku obok pokazane jest widmo energetyczne elektronów emitowanych w przemianie beta-minus jądra cezu ^{137}Cs . Przemiana zachodzi zgodnie z podanym na rysunku schematem. W wyniku przemiany powstaje jądro baru w metastabilnym stanie wzbudzonym, co wyraża symbol „m” obok liczby masowej.

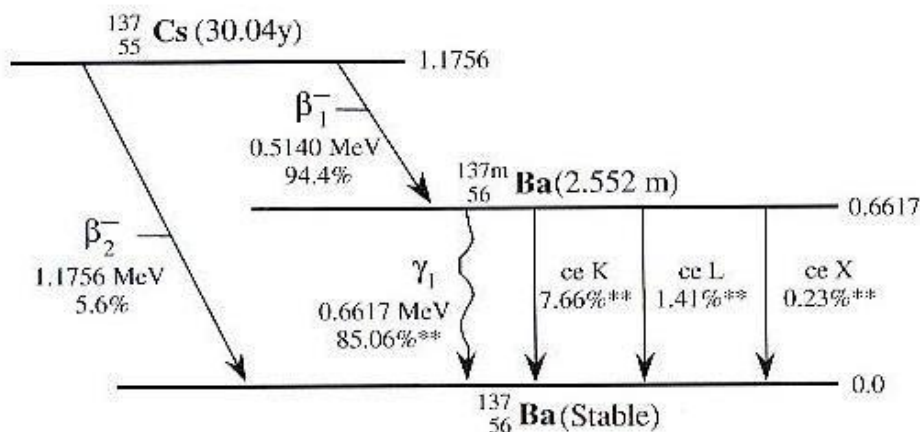
Rys.2.1C.2 Widmo elektronów emitowanych w wyniku rozpadu jąder cezu ^{137}Cs



Ciągły rozkład widma energetycznego elektronów jest konsekwencją trzyciałowego charakteru przemiany beta, o czy już wspomiano. Ciągły charakter rozkładu energii elektronów lub pozytonów emitowanych w przemianie beta jest jedną z podstawowych cech charakterystycznych tej przemiany. Jest to bardzo istotna różnica w stosunku do przemiany alfa, gdzie emitowane cząstki mają dobrze określona energię.

Ostre maksimum widoczne na rysunku z prawej strony odpowiada elektronom wewnętrznej konwersji z powłoki K emitowanym w przemianie gamma jądra baru, do którego nastąpiła przemiana beta jądra cezu. Tutaj energia emitowanych elektronów jest ściśle określona i jest niewiele mniejsza od energii emitowanych w tej przemianie fotonów która wynosi 0.661 MeV.

Szczegółowe informacje dotyczące omawianego tu rozpadu jądra ^{137}Cs przedstawione są na schemacie tego rozpadu poniżej.



Rys. 2.1C.3 Schemat rozpadu beta jądra ^{137}Cs oraz przemiany gamma w jądrze ^{137}Ba .

Widzimy, że deekscytacja stanu wzbudzonego w jądrze baru następować może albo przez emisję fotonu (strzałka w postaci wężyka skierowanego w dół), albo poprzez emisję elektronu z jednej z powłok atomowych (strzałki pionowe). Symbole: K, L, X odpowiadają emisji elektronów odpowiednio z powłok: K, L i dalszych. W tym przypadku energie elektronów są pomniejszone o energię wiązania elektronu na danej powłoce. Podane na rysunku informacje o procentowej częstości danego przejścia określone są przez współczynniki wewnętrznej konwersji.

W przemianie gamma, podobnie jak i w przemianie alfa i beta, energia Q_γ wydzielana dzieli się pomiędzy foton o energii E_γ i jądro końcowe o energii kinetycznej $(E_k)_N$

$$Q_\gamma = E_\gamma + (E_k)_N \quad (2.1C.4)$$

Zasada zachowania pędu wymaga, by pęd fotonu $p_\gamma = E_\gamma/c$ równy jest pędowi jądra odrzutu p_N , co możemy wykorzystać, by uzyskać informacje o podziale energii pomiędzy foton i jądro odrzutu. Energię kinetyczną możemy wyrazić poprzez pęd w postaci

$$(E_k)_N = \frac{M_N v_N^2}{2} = \frac{p_N^2}{2M_N} = \frac{E_\gamma^2}{2M_N c^2} \quad (2.1C.5)$$

Energię przemiany gamma możemy więc zapisać w postaci

$$Q_\gamma = E_\gamma + E_\gamma^2 / (2M_N c^2) = E_\gamma [1 + E_\gamma / (2M_N c^2)] \quad (2.1C.6)$$

Mając na uwadze, że energie fotonów w przemianie gamma nie przekraczają kilku MeV, a energia spoczynkowa odpowiadająca masie jądra wyraża się w GeV, energia kinetyczna jądra odrzutu jest mniejsza niż 0.1% energii emitowanego w przemianie gamma fotonu.

D. Rozpad jądrowy z emisją protonu

Jądra posiadające nadmiar protonów w stosunku do ścieżki stabilności ulegają zwykle przemianom alfa lub beta-plus. Jednakże w przypadku jader o wyjątkowo dużej nadwyżce protonów, powrót w kierunku ścieżki stabilności może nastąpić poprzez emisję protonu zgodnie ze schematem



Zdarzają się także rozpad z emisją dwóch protonów. Podobnie jak w przypadku przemiany alfa, emisja protonu wymaga pokonania kulombowskiej bariery potencjału i zajścia zjawiska tunelowego. Przykładem rozpadu z emisją protonu może być rozpad izotopu litu zachodzący według schematu



E. Rozpad jądrowy z emisją neutronu

Rozpad z emisją neutronu jest konkurencyjny do przemiany beta-minus, ale zachodzi znacznie rzadziej i nie jest obserwowany jako naturalny rozpad promieniotwórczy. Nie może więc stanowić źródła neutronów. Przemianę z emisją neutronu zapisujemy w postaci



Przykładem przemiany z emisją neutronu może być rozpad izotopu helu zachodzący zgodnie ze schematem



F. Rozszczepienie spontaniczne

Jądra o największych wartościach liczby atomowej ulegają na ogół przemianom alfa, ale procesem konkurencyjnym jest tu także spontaniczne rozszczepienie jądra na dwa jądra lżejsze o zbliżonych masach połączone z równoczesną emisją kilku neutronów. W procesie tym wydzielają się znaczne ilości energii podobnie jak ma to miejsce w przypadku rozszczepienia pod wpływem pochłonięcia neutronu. Spontaniczne rozszczepienia nie prowadzą jednak do samopodtrzymujących się reakcji łańcuchowych, ponieważ liczba

uwalnianych neutronów na to nie pozwala. Proces ten jest praktycznie możliwy dla jąder o liczbach masowych większych od 230 i dotyczy toru, protaktynu, uranu i pierwiastków transuranowych.

Im większa jest wartość liczby masowej pierwiastka macierzystego, tym bardziej prawdopodobny jest proces spontanicznego rozszczepienia w stosunku do prawdopodobieństwa przemiany alfa. Dla przykładu, w przypadku uranu ^{238}U okres półrozpadu poprzez spontaniczne rozszczepienie jest rzędu 10^{16} lat, podczas gdy dla przemiany alfa analogiczny okres wynosi ok. 10^9 lat, a więc stosunek wynosi ponad sześć rzędów wielkości. Z kolei w przypadku kalifornu ^{252}Cf już ok. 3.1 % przypadków rozpadu następuje przez spontaniczne rozszczepienie. Mając na uwadze, że w przypadku rozczepienia w rozpadzie uwalnianych jest średnio 3.8 neutronów, można w ten sposób otrzymać efektywne źródło neutronowe do zastosowań technicznych i medycznych.

2.1.3 Schematy przemian promieniotwórczych

Charakterystyczne cech przemian promieniotwórczych zawarte są na schematach obrazujących w formie graficznej i liczbowej jakościowe i ilościowe relacje pomiędzy poszczególnymi elementami składowymi danej przemiany. Poniżej przedstawione są schematy wybranych rozpadów promieniotwórczych. zaczerpnięte są z opracowania [41].

Objaśnienia oznaczeń na schematach:

1. okres połowicznego zaniku wyrażony w jednostkach: a-lata, d-dni, min-minuty, s-sekundy,

2. rozpady:

- α - rozpad alfa,
- β^- - rozpad beta minus,
- β^+ - rozpad beta plus,
- WE - wychwyt elektronu,
- strzałki pionowe - przemiana gamma (deekscytacja stanów wzbudzonych),
- indeksy i dołu - kolejny stan końcowy nuklidu do którego zachodzi rozpad,

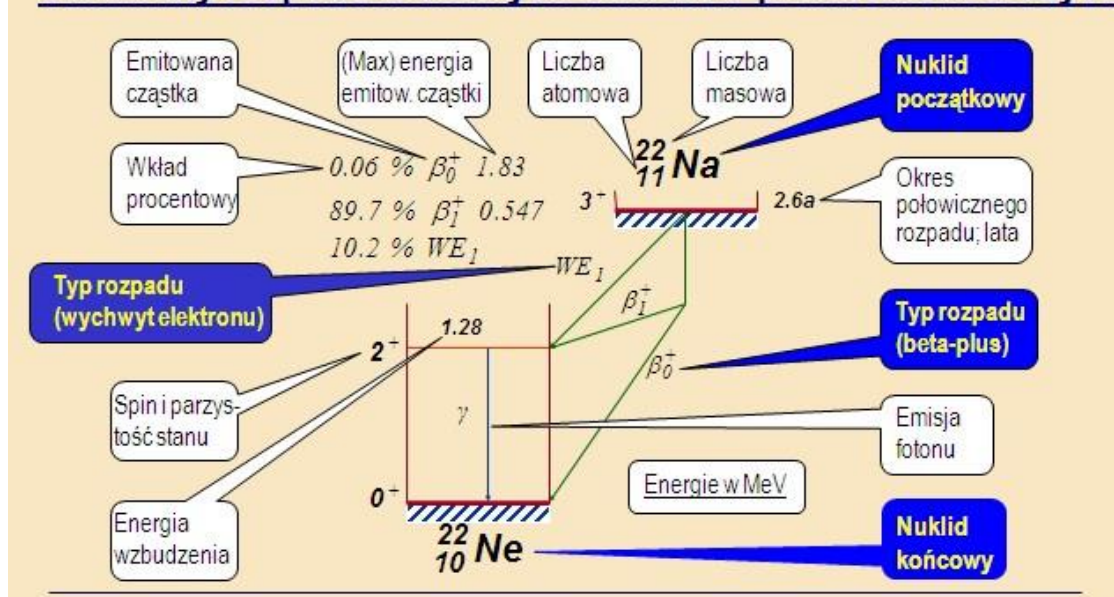
3. energie wzbudzenia stanów końcowych (w MeV) - nad kreskami oznaczającymi poziomy wzbudzone,

4. spiny i parzystości początkowych i końcowych stanów- obok poziomów energetycznych lub nad nimi,

5. informacje dodatkowe - wkład procentowy danego rozpadu i energia emitowanych cząstek w MeV.

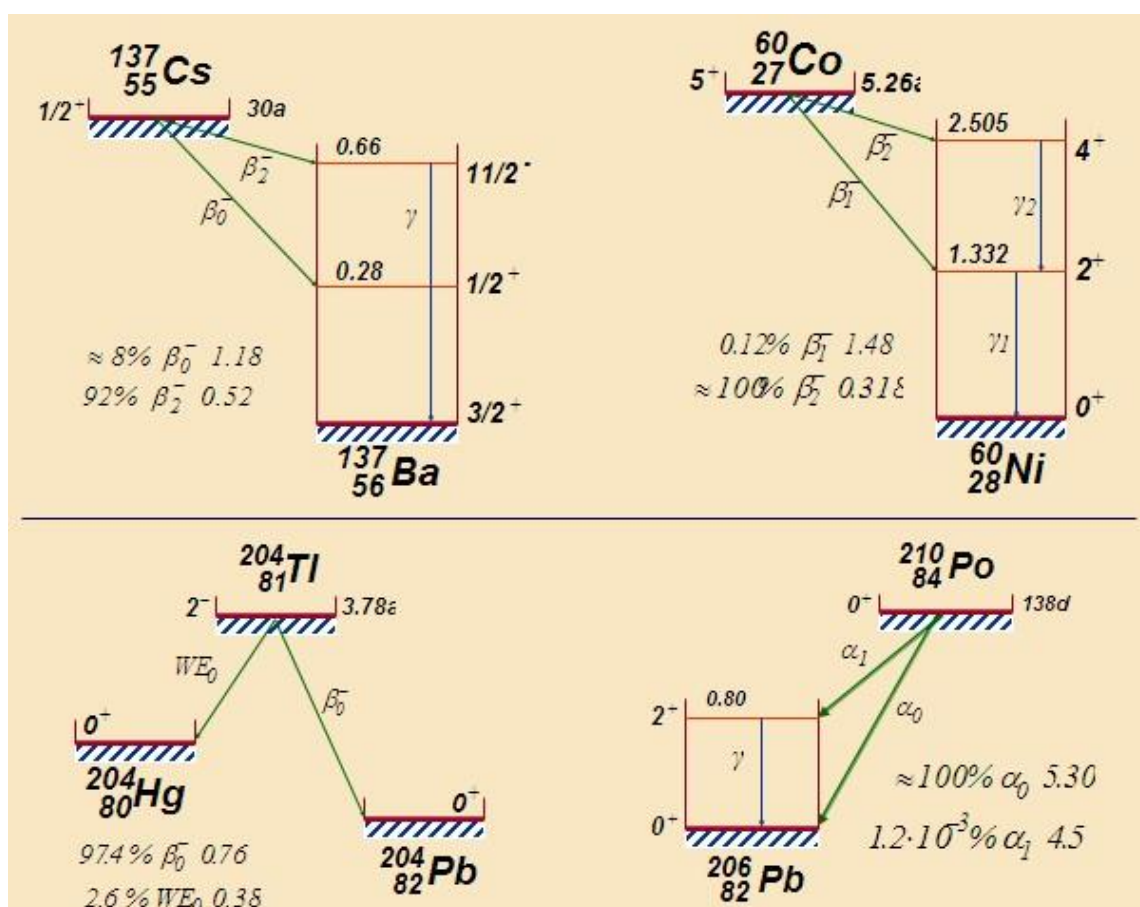
Rozmieszczenie tych informacji na schematach ilustruje Rys. 2.3.

Schematy rozpadu niektórych nuklidów promieniotwórczych



Rys. 2.1.1 Opis informacji zawartych na schematach przemian promieniotwórczych.

Kilka przykładowych schematów przemian promieniotwórczych przedstawia Rys. 2.4.



Rys. 2.1.2 Przykładowe schematy przemian promieniotwórczych.

2.1.4 Prawo rozpadu promieniotwórczego

Rozpad promieniotwórczy, to zachodząca samorzutnie przemiana jądrowa: alfa, beta lub gamma w wyniku której następuje emisja odpowiednio cząstki alfa, elektronu bądź pozytonu lub promieniowania elektromagnetycznego (fotonu). Samorzutny charakter rozpadów promieniotwórczych oznacza, że rozpad danego jądra nie jest powodowany żadnymi czynnikami zewnętrznymi i nie zależy jego wcześniejszych losów. To, czy w danym momencie czasu nastąpi rozpad danego jądra możemy opisać jedynie z pomocą pojęć statystycznych określając prawdopodobieństwo takiego rozpadu.

Rozpady poszczególnych jąder następują niezależnie od siebie. Liczba jąder, które ulegną rozpadowi w krótkim przedziale czasu proporcjonalna jest do liczby jąder N i do długości przedziału czasu, dt

$$dN = -\lambda \cdot N \cdot dt \quad (2.1.1)$$

gdzie λ jest współczynnikiem proporcjonalności zwanym **stałą rozpadu**. Znak minus we wzorze (1.1.4) oznacza, że liczba jąder ulegających rozpadowi dN , odejmuje się od liczby jąder N . Dzieląc obie strony tego wzoru przez N uzyskujemy równanie różniczkowe, które można łatwo scałkować

$$\frac{dN}{N} = -\lambda \cdot dt \rightarrow \ln N = -\lambda \cdot t + \ln C \rightarrow N(t) = C \cdot e^{-\lambda \cdot t} \quad (2.1.2)$$

gdzie C jest stałą całkowania. Oznaczając przez N_0 liczbę jąder w chwili początkowej tj. dla $t=0$ możemy wyznaczyć stałą całkowania: $N(0) = N_0 \rightarrow C = N_0$. Liczba jąder, które **nie rozpadły się** w czasie t wynosi więc

$$N(t) = N_0 \cdot e^{-\lambda \cdot t} \quad (2.1.3)$$

Wzór (14.3.6) wyraża **prawo rozpadu promieniotwórczego** - podstawowe prawo przemian jądrowych. Liczba jąder, które uległy rozpadowi w czasie t wynosi

$$N_0 - N(t) = N_0 \cdot (1 - e^{-\lambda \cdot t}) \quad (2.1.4)$$

Średni czas życia jądra promieniotwórczego τ równy jest odwrotności stałej rozpadu; $\tau = 1/\lambda$.

Czas, w którym rozpadowi ulega połowa początkowej liczby jąder nazywany jest **czasem połowicznego zaniku lub połowicznego rozpadu**. Czas ten wyznaczyć można ze związku

$$\frac{N_0}{2} = N_0 \cdot e^{-\lambda \cdot T} \rightarrow T = \frac{\ln 2}{\lambda} = \ln 2 \cdot \tau \quad (2.1.5)$$

Aktywność źródła określona jest jako liczba rozpadów zachodzących w jednostce czasu w źródle promieniotwórczym. Jest to więc stosunek liczby rozpadów w danym przedziale czasu do wielkości tego przedziału, patrz wzór (1.1.4),

$$A = \left| \frac{dN(t)}{dt} \right| = \lambda \cdot N(t) = \lambda \cdot N_0 \cdot e^{-\lambda t} \quad (2.1.6)$$

Jednostką aktywności jest **bekerel (Bq)**. Jeden bekerel, to aktywność źródła, w którym zachodzi jeden rozpad na sekundę.

Oznaczając przez $A_0 = \lambda N_0$ początkową aktywność źródła otrzymujemy wzór na zmianę aktywności w czasie

$$A(t) = A_0 \cdot e^{-\lambda \cdot t} = A_0 \cdot e^{-\ln 2 \cdot t / T} = A_0 \cdot e^{-0.693 \cdot t / T} \quad (2.1.7)$$

Jest to praktyczny wzór na wyznaczenie aktywności źródła promieniotwórczego po upływie czasu t , jeśli znamy aktywność początkową A_0 oraz stałą rozpadu λ lub czas połowicznego rozpadu T .

2.1.5. Sukcesywne rozpady promieniotwórcze

Kiedy powstające w wyniku rozpadu promieniotwórczego jądra są także promieniotwórcze i rozpadają się z charakterystyczną dla nich stałą rozpadu, to następuje sukcesywny rozpad promieniotwórczy. Jeśli także i kolejne generacje jąder są promieniotwórcze - powstaje szereg promieniotwórczy którego końcem jest stabilny izotop nie ulegający dalszym rozpadom. Pomiędzy kolejnymi generacjami występują związki określone przez stałe rozpadu poszczególnych izotopów i czas trwania procesu.

Rozpatrzmy najprostszy przykład kiedy izotop "1" rozpada się ze stałą rozpadu λ_1 wskutek czego powstaje promieniotwórczy izotop "2" rozpadający się ze stałą rozpadu λ_2 , zaś izotop "3" będący skutkiem rozpadu izotopu "2" jest stabilny. Oznaczmy liczby jąder tych izotopów w momencie $t=0$ przez: N_{01} , N_{02} , N_{03} . Zgodnie z prawem rozpadu promieniotwórczego, wzór (dla izotopu "1" mamy

$$dN_1 = -\lambda_1 \cdot N_1 \cdot dt \quad (2.1.8)$$

Liczba jąder izotopu "2" powiększa się wskutek rozpadu izotopu "1" i pomniejsza wskutek rozpadu ze stałą rozpadu λ_2 . Mamy więc

$$dN_2 = (\lambda_1 \cdot N_1 - \lambda_2 \cdot N_2) \cdot dt \quad (2.1.9)$$

Rozpad izotopu "2" prowadzi do powstawania jąder izotopu "3", czyli

$$dN_3 = \lambda_2 \cdot N_2 \cdot dt \quad (2.1.10)$$

Rozwiązania tych równań różniczkowych pozwalają wyznaczyć zależność od czasu liczby jąder poszczególnych izotopów. Rozwiązanie równania (2.1.8) ma postać

$$N_1 = N_{01} \cdot e^{-\lambda_1 \cdot t}, \quad (2.1.11)$$

Znając zależność od czasu liczby jąder pierwszego izotopu możemy wyznaczyć zależność od czasu drugiego wstawiając wyrażenie (2.1.11) do równania (2.1.9). Otrzymujemy wtedy

$$N_2 = N_{01} \cdot \frac{\lambda_1}{\lambda_2 - \lambda_1} \cdot (e^{-\lambda_1 \cdot t} - e^{-\lambda_2 \cdot t}) + N_{02} \cdot e^{-\lambda_2 \cdot t} \quad (2.1.12)$$

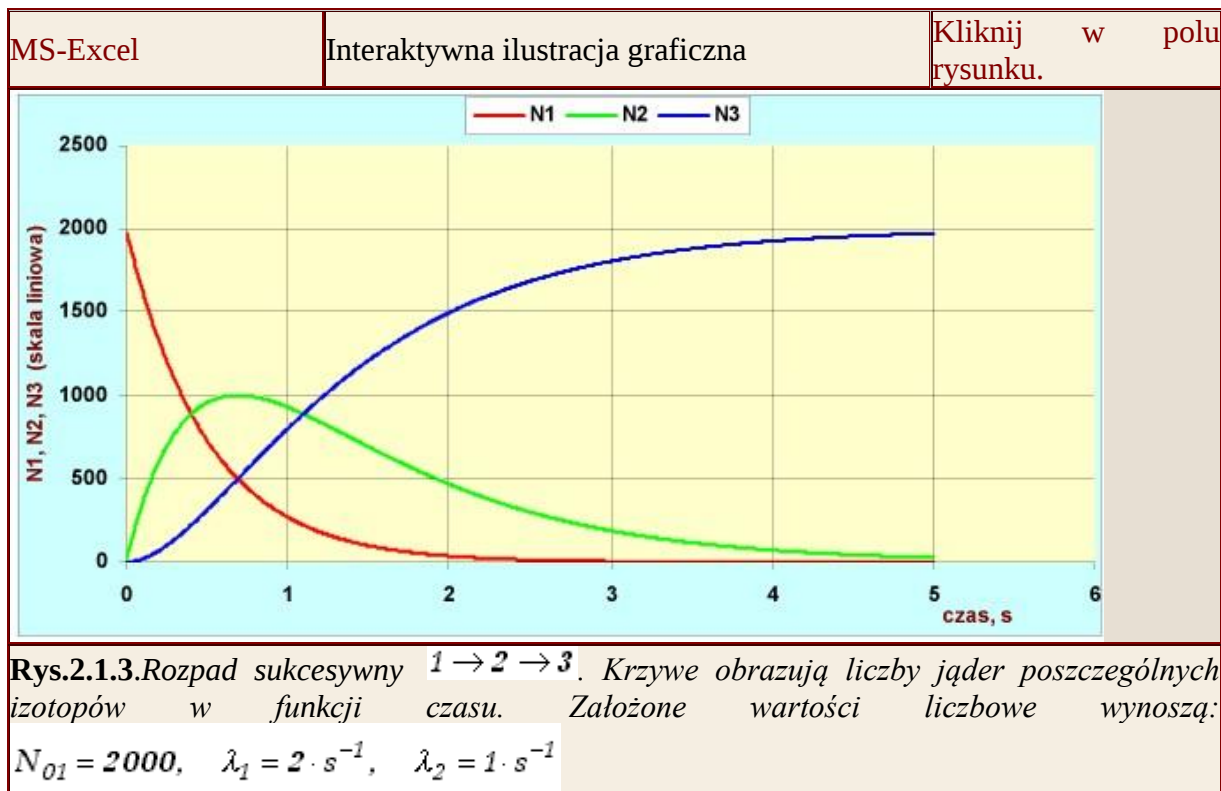
Postępując tak samo dalej otrzymujemy zależność od czasu liczby jąder izotopu "3"

$$N_3 = N_{01} \cdot \left(1 + \frac{\lambda_1}{\lambda_2 - \lambda_1} \cdot e^{-\lambda_2 \cdot t} - \frac{\lambda_2}{\lambda_2 - \lambda_1} \cdot e^{-\lambda_1 \cdot t} \right) + N_{02} \cdot (1 - e^{-\lambda_2 \cdot t}) + N_{03} \quad (2.1.13).$$

Zwykle rozpatrujemy proces od momentu, kiedy dla $t=0$ mamy wyłącznie N_1 jąder izotopu pierwszego zaś $N_{02}=N_{03}=0$. Wtedy wzory się upraszczają i proces rozpadu sukcesywnego opisują zależności

$$\begin{aligned} N_1 &= N_{01} \cdot e^{-\lambda_1 \cdot t} \\ N_2 &= N_{01} \cdot \frac{\lambda_1}{\lambda_2 - \lambda_1} \cdot (e^{-\lambda_1 \cdot t} - e^{-\lambda_2 \cdot t}) \\ N_3 &= N_{01} \cdot \left(1 + \frac{\lambda_1}{\lambda_2 - \lambda_1} \cdot e^{-\lambda_2 \cdot t} - \frac{\lambda_2}{\lambda_2 - \lambda_1} \cdot e^{-\lambda_1 \cdot t} \right) \end{aligned} \quad (2.1.14)$$

Wzajemne relacje pomiędzy liczbami jąder w procesie rozpadu sukcesywnego oraz zmianami w czasie aktywności obu promieniotwórczych izotopów można prześledzić posługując się interaktywną ilustracją graficzną przedstawioną poniżej.



Rysunek 2.5 ilustruje wzajemne relacje pomiędzy liczbami jąder w procesie rozpadu sukcesywnego. Liczba jąder izotopu "1" eksponencjalnie się zmniejsza, liczba jąder izotopu "2" początkowo zwiększa się, ale wskutek zmniejszającej się liczby rozpadających się jąder izotopu "1" i rozpadów izotopu "2" następnie zmniejsza się. Liczba jąder izotopu "3" rośnie z czasem.

Jak zmieniać się będzie w czasie aktywność preparatu, w którym zachodzą sukcesywne rozpady? Aktywność, to liczba rozpadów w jednostce czasu. Dla izotopu "1" mamy więc

$$A_1 = \frac{dN_1}{dt} = \lambda_1 \cdot N_1 = \lambda_1 \cdot N_{01} \cdot e^{-\lambda_1 \cdot t} \quad (2.1.15)$$

Podobnie dla izotopu "2"

$$A_2 = \lambda_2 \cdot N_2 = \lambda_2 \cdot N_{01} \cdot \frac{\lambda_1}{\lambda_2 - \lambda_1} \cdot (e^{-\lambda_1 \cdot t} - e^{-\lambda_2 \cdot t}) \quad (2.1.16)$$

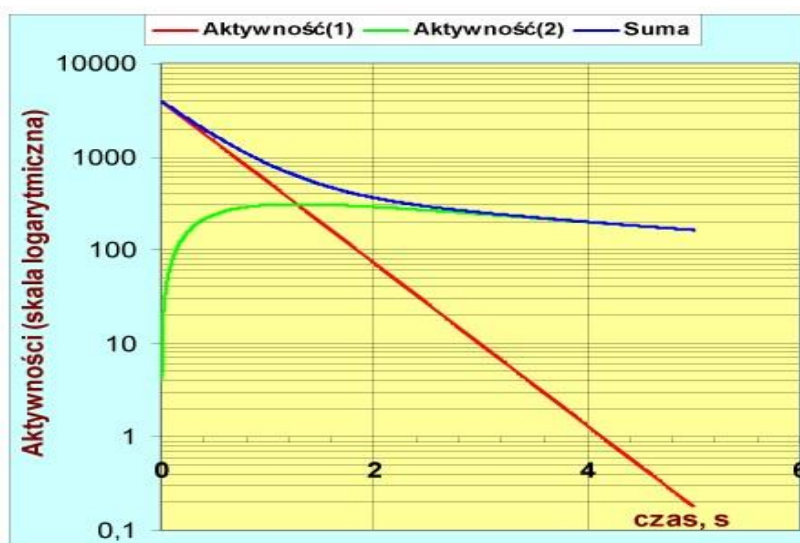
Aktywność preparatu A jest sumą aktywności pierwszego i drugiego izotopu (trzeci jest już stabilny). Mamy więc

$$A = A_1 + A_2 \quad (2.1.17)$$

Często wartości stałych rozpadu znacznie się różnią. Rozpatrzmy kilka przypadków szczególnych.

1. Stała rozpadu izotopu pierwszego jest większa od stałej rozpadu izotopu drugiego, tj. $\lambda_1 > \lambda_2$.

W takim przypadku początkowo zmiana aktywności w czasie określona jest przez stałą rozpadu izotopu pierwszego. W miarę upływu czasu zwiększa się aktywność izotopu drugiego, a zmniejsza się aktywność pierwszego. Po upływie czasu odpowiadającym kilku okresom połowicznego zaniku izotopu pierwszego, jego aktywność staje się pomijalnie mała i zmiana aktywności preparatu w czasie określona jest przez stałą rozpadu izotopu drugiego. Ilustruje to rysunek 2.



Rys.2.1.4. Zmiana w czasie aktywności poszczególnych nuklidów promieniotwórczych w przypadku gdy $\lambda_1 > \lambda_2$. Pokazany na rysunku przykład odpowiada wartościom:

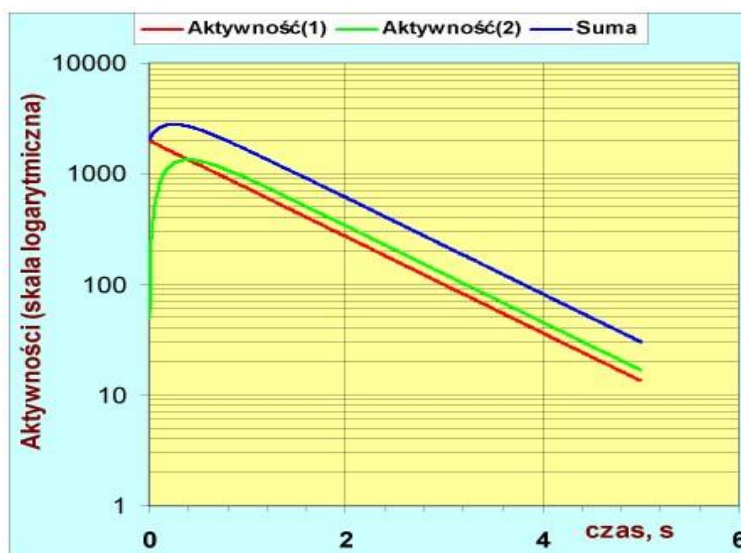
$$\lambda_1 = 2 \cdot s^{-1}, \quad \lambda_2 = 0.2 \cdot s^{-1}$$

2. Rozpatrzmy przypadek odwrotny, tj. kiedy stała rozpadu izotopu pierwszego jest mniejsza niż stała rozpadu izotopu drugiego. $\lambda_1 < \lambda_2$

Początkowo aktywność preparatu rośnie, bowiem wytworzone wskutek rozpadu jąder izotopu pierwszego, promieniotwórcze jądra izotopu drugiego ulegają szybko rozpadowi. Człon $e^{-\lambda_2 \cdot t}$ we wzorze () na aktywność izotopu drugiego po kilku okresach połowicznego zaniku tego izotopu staje się znacznie mniejszy od członu pierwszego i może być zaniedbany. Wtedy stosunek aktywności izotopu drugiego do aktywności izotopu pierwszego określony jest wzorem

$$\frac{A_2}{A_1} = \frac{\lambda_2}{\lambda_2 - \lambda_1} \quad (2.1.18)$$

czyli nie zależy od czasu. Na wykresie w skali logarytmicznej odpowiada to stałej różnicy punktów na krzywych aktywności obu izotopów dla danej wartości czasu, co ilustruje Rys.2.7.



Rys.2.1.5. Zmiana w czasie aktywności preparatu, dla którego $\lambda_1 < \lambda_2$. Pokazany na rysunku przykład odpowiada wartościom: $\lambda_1 = 1 \cdot s^{-1}$, $\lambda_2 = 5 \cdot s^{-1}$

3. Jako trzeci rozpatrzmy przykład kiedy $\lambda_1 \ll \lambda_2$ i przy tym $\lambda_1 \approx 0$

Stała rozpadu izotopu pierwszego jest dużo mniejsza od stałej rozpadu izotopu drugiego, tj. $\lambda_1 \ll \lambda_2$ oraz $\lambda_1 \approx 0$.

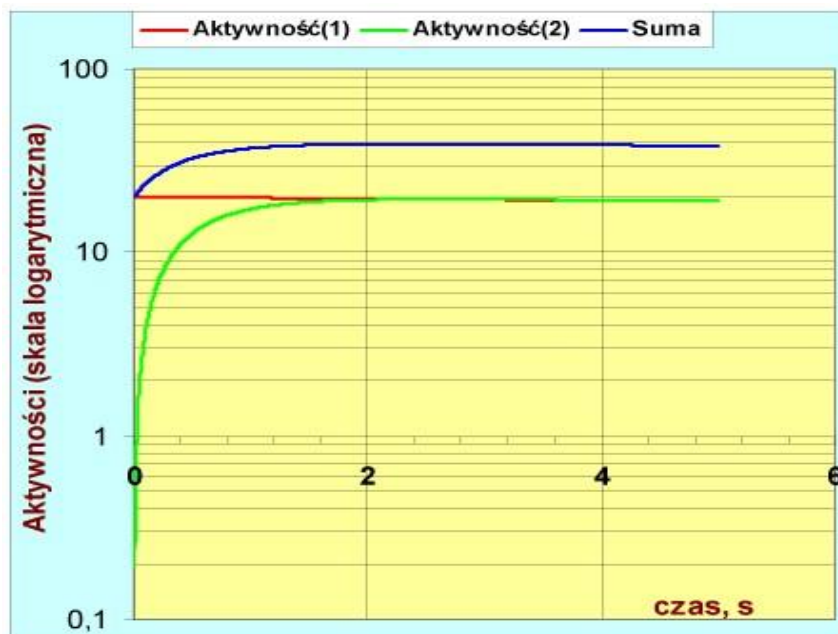
Bardzo mała wartość stałej rozpadu izotopu pierwszego oznacza bardzo dużą wartość czasu połowicznego zaniku tego izotopu. We wzorze określającym aktywność izotopu drugiego człon $e^{-\lambda_1 t} \approx 1$, bowiem $\lambda_1 \approx 0$. Wtedy mamy

$$A_2 = \lambda_1 \cdot N_{01} \cdot (1 - e^{-\lambda_2 t}) \quad (2.1.19)$$

Kiedy czas staje się równy kilku czasom połowicznego zaniku izotopu drugiego, wartość członu $e^{-\lambda_2 t}$ staje się zaniedbywanie mała i

$$A_2 \cong \lambda_1 \cdot N_{01} = A_1 \quad (2.2.20)$$

Wtedy aktywność preparatu będąca sumą aktywności obu izotopów promieniotwórczych jest w przybliżeniu równa podwójnej aktywności izotopu pierwszego



Rys.2.1.6 Zmiana w czasie aktywności preparatu, dla którego $\lambda_1 \ll \lambda_2$ i $\lambda_1 \approx 0$. .
 Pokazany na rysunku przykład odpowiada wartościom: $\lambda_1 = 0.01 \cdot s^{-1}$, $\lambda_2 = 2 \cdot s^{-1}$

2.1.6. Naturalne źródła promieniotwórcze

Jądra powstające w wyniku przemian jądrowych są często także promieniotwórcze, choć charakteryzują się innym czasem życia. Prowadzi to do tworzenia się tzw. łańcucha lub **szeregu promieniotwórczego** złożonego z wielu przemian alfa i beta, a kończącego się na jądrze stabilnym czyli takim, które już dalej się nie rozpada. Naturalne przemiany promieniotwórcze tworzą cztery szeregi, których nazwy pochodzą od nazw pierwszych izotopów danego szeregu. Szeregi te tworzą rodziny izotopów, których liczby masowe wyrazić można wzorem

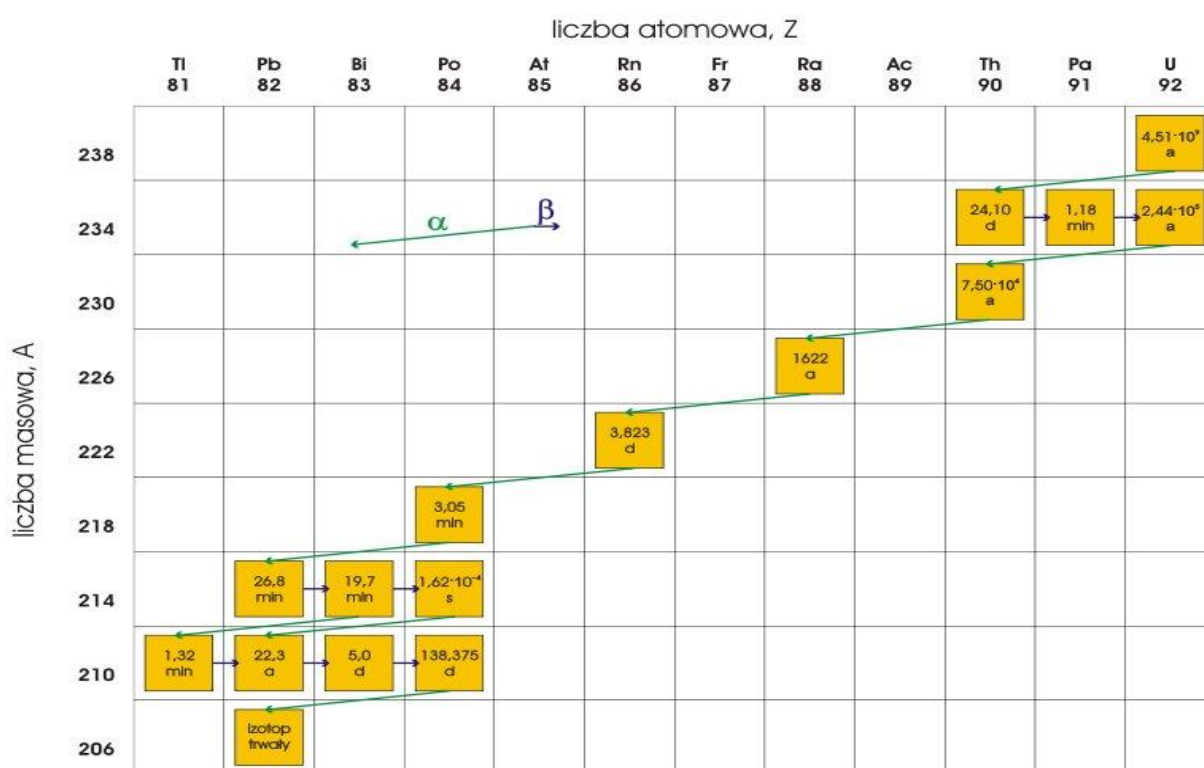
$$A = 4n + k \quad \text{gdzie} \quad k = 0, 1, 2, 3$$

bowiem w każdej przemianie α liczba masowa zmienia się o cztery, a w przemianie β nie zmienia się.

Nazwa szeregu	A	Izotop początkowy	Izotop końcowy	T _{1/2} , lat
torowy	4n	²³² ₉₀ Th	²⁰⁸ ₈₂ Pb	1.4*10 ¹⁰
neptunowy	4n+1	²³⁷ ₉₃ Np	²⁰⁹ ₈₃ Bi	2.2*10 ⁶
uranowo-radowy	4n+2	²³⁸ ₉₂ U	²⁰⁶ ₈₂ Pb	4.5*10 ⁹
uranowo-aktynowy	4n+3	²³⁵ ₉₂ U	²⁰⁷ ₈₂ Pb	7.2*10 ⁸

Czasy życia pośrednich izotopów szeregu są zwykle znacznie krótsze, ale istnienie danego szeregu określone jest przez czas życia pierwszego izotopu w łańcuchu. Dlatego w przyrodzie praktycznie nie występują już naturalne izotopy szeregu neptunowego, bowiem czas życia izotopu ²³⁷₉₃Np (2.2*10⁶ lat) jest znacznie krótszy od wieku Ziemi, który szacuje się na 4.5*10⁹ lat.

Jako przykład, rysunek poniżej pokazuje strukturę szeregu promieniotwórczego uranowo-radowego.



Rys.2.1.7. Struktura szeregu promieniotwórczego uranowo-radowego

Szereg ten opisuje wzór 4n+2, zaczyna się od izotopu ²³⁸U o okresie połowicznego zaniku 4.5 miliarda lat, co odpowiada czasowi istnienia naszej planety. W szeregu tym najkrócej żyjącym jest izotop ²¹⁴Po o okresie półrozpadu równym 0.162 ms.

Promieniowanie ze źródeł naturalnych otacza nas stale, bowiem wiele substancji z którymi stykamy się na co dzień jest promieniotwórcza. Oczywiście, na ogół nie stwarza to istotnego zagrożenia dla zdrowia i życia człowieka. Są jednak przypadki, kiedy zagrożenie takie może się pojawić. Przykładem jest promieniotwórczy gaz radon, który stanowi największy składnik dawki pochłanianej przez człowieka. Gaz ten pojawia się jako element szeregów promieniotwórczych w naturalnych przemianach inicjowanych przez rozpady uranu i toru znajdującego się w skorupie ziemskiej. Dawka ta jest zwykle na tyle mała, że trudno mówić o

jej szkodliwych skutkach, ale w kopaniach może stanowić realne zagrożenie dla górników. Docierające z kosmosu promieniowanie kosmiczne oddziałuje w atmosferze i jako promieniowanie wtórne dociera do powierzchni Ziemi stanowiąc także istotny składnik pochłanianej przez człowieka dawki. Dawka ta jest kilkadziesiąt razy większa w przypadku podróży samolotem na wysokości ok. 10 km nad powierzchnią Ziemi. Chociaż wzrost ten nie jest istotny dla pasażerów samolotów, ale może być istotny dla obsługi powietrznej. .

2.1.7. Sztuczna promieniotwórczość

Odkrycie przez Fryderyka Joliot i Irenę Joliot-Curie sztucznej promieniotwórczości zapoczątkowało nową erę zarówno w badaniach naukowych jak i zastosowaniach praktycznych zjawiska promieniotwórczości. Obecnie znanych jest ok. 3000 nuklidów promieniotwórczych przy ok. 280 nuklidach stabilnych.

Dla ilustracji, w **Tabeli 2.1** podane są przykłady nuklidów wykorzystywanych do produkcji źródeł promieniotwórczych oraz ich podstawowe własności. Tabela ta zaczerpnięta jest z materiałów Centralnego Laboratorium Ochrony Radiologicznej, gdzie również można znaleźć więcej informacji: http://www.clor.waw.pl/bezpieczenstwo/zrodla_prom.htm .

Tabela 2.1 Nuklidy wykorzystywane do produkcji źródeł promieniotwórczych

Radionuklid	$T_{1/2}$	Aktywność właściwa [Bq/g]	Emiter	Inne
Kobalt-60 Co-60	5.3 lat	$4.07 \cdot 10^{13}$	beta, gamma	Metal o wyglądzie zbliżonym do żelaza i niklu
Cez-137 Cs-137	30.1 lat	$3.26 \cdot 10^{12}$	beta, gamma	B. miękki srebrzysto-biały metal, w temp. 28,39 °C przejmuje postać płynną
Stront-90 Sr-90	28.8 lat	$5.18 \cdot 10^{12}$	beta	Srebrzysty, szybko przechodzący w żółtawy w wyniku utleniania
Iryd-192 Ir-192	74 dni	$> 1.85 \cdot 10^{11}$	beta, gamma	Srebrzysto- biały, bardzo twardy metal
Ameryk-241 Am-241	433 lat	$1.26 \cdot 10^{11}$	alfa, gamma	Srebrzysty metal
Kaliforn-252 Cf-252	2.7 lat	$1.98 \cdot 10^{13}$	alfa, neutron	Prawdopodobnie metaliczny, srebrzysto-biały
Rad-226 Ra-226	1600 lat	$3.67 \cdot 10^{10}$	alfa, beta, gamma	Czysty metal jest błyszcząco- biały, czernieje w powietrzu
Pluton-238 Pu-238	88 lat	$6.4 \cdot 10^{11}$	alfa, gamma	Srebrzysty metal przechodzący w matowo-żółty

Źródłami cząstek alfa są zwykle promieniotwórcze izotopy pierwiastków o liczbach masowych powyżej 200. Energie emitowanych przez nie cząstek alfa zawierają się w granicach 3-10 MeV i mają dobrze określone wartości, co wynika z dwuciałowego charakteru przemiany alfa. Produkowane są poprzez nanoszenie cienkiej warstwy substancji promieniotwórczej na podłoże, emitują więc cząstki alfa w połowie pełnego kąta bryłowego. Źródła takie nazywane są „źródłami cienkimi”. Jeśli naniesiona warstwa jest gruba tak, że cząstki alfa tracą w niej znaczącą część swej energii, to ich widmo energetyczne ma charakter ciągły, a źródła takie nazywane są „źródłami grubymi”. Energie emitowanych przez takie źródła cząstek alfa określa energia przemiany i grubość źródła.

Źródła cząstek beta emitowanych w rozpadach beta izotopów promieniotwórczych mają widmo ciągłe których wartość maksymalna określona jest przez energię przemiany, a ciągły charakter widma jest konsekwencją trzyciałowego charakteru rozpadu beta.

Źródła promieniowania gamma to źródła promieniowania alfa lub beta, zaś promieniowania gamma emitowane jest wskutek deekscytacji stanów wzbudzonych w jadrach, do których następuje rozpad. Energie promieniowania gamma takich źródeł mają wartości dyskretne, a liczba i natężenia promieniowania dla poszczególnych energii są własnością poszczególnych nuklidów promieniotwórczych. W zależności od konstrukcji źródła mogą więc istnieć źródła emitujące dwa rodzaje promieniowania, chociaż promieniowanie alfa lub beta może być łatwo eliminowane przez odpowiedniej grubości ścianki obudowy źródła.

Na **Rys.2.1.8.** pokazany jest przykładowy dokument dołączany do źródła promieniotwórczego produkowanego w Ośrodku Radioizotopów POLATOM.



RADIOISOTOPE CENTRE
POLATOM

05-400 Otwock-Świerk, POLAND
tel.: (22) 779 28 87, 779 84 35 Tlx: 812202 obri pl Fax: 779 73 81, 12 17 06

REFERENCE SOURCES

Small diameter beta sources

Small diameter beta sources are recommended for testing of stability and for determination of efficiency of counting equipment. The radioactive material of the source is obtained as a dry residuum of radioactive solution of a given radioisotope evaporated at the hollow of the holder covered with styroflex foil of the thickness of 2.6 mg/cm^2

Fig. 4

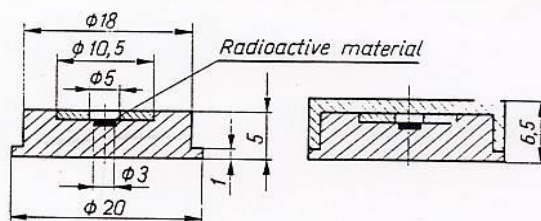


Table 4

Nuclide	Half-life	Number of particles/min. 2π	Code
^{14}C	5730 y	10^3	SZC-53
^{35}S	87.4 d	10^4	SZC-54
^{60}Co	5.27 y	10^3	SZS-11
$^{90}\text{Sr}+^{90}\text{Y}$	28.6 y	10^4	SZS-12
^{137}Cs	30.17 y	10^3	SZCo-62
^{147}Pm	2.62 y	10^4	SZCo-63
^{204}Tl	3.78 y	10^3	SZSr-6
		10^4	SZSr-7
		10^3	SZCs-26
		10^4	SZCs-27
		10^3	SZPm-1
		10^4	SZPm-2
		10^3	SZTI-19
		10^4	SZTI-20

Rys.2.1.8. Przykładowa karta referencyjna źródła promieniotwórczego

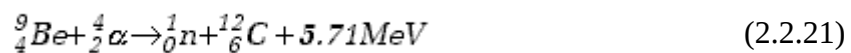
Źródła promieniotwórcze na ogół wytwarzane są wskutek naświetlania wybranych pierwiastków w reaktorach jądrowych a następnie poddawanych odróbce chemicznej. Dostarczane do użytku źródła mają podaną aktywność w określonym dniu oraz posiadają różne formy w zależności od przewidywanego sposobu ich użytkowania. Na Rys. ** pokazany jest przykład informacji dotyczącej źródeł produkowanych w Polsce. Warto zwrócić uwagę, że forma oprawki jest ważną charakterystyką źródła stanowiąc rodzaj kolimatora i/lub absorbentu określonego rodzaju promieniowania. Wyróżniamy **źródła zamknięte**, w których użytkownik nie ma bezpośredniego dostępu do materiału źródła i otwarte, w których źródło nie jest osłonięte (dotyczy to przede wszystkim źródeł emitujących promieniowanie alfa.)

2.1.8. Wytwarzanie strumieni neutronów

Neutrony nie podlegają wpływowi pól: elektrycznego i magnetycznego, dlatego strumienie neutronów tworzyć i prowadzić jest o wiele trudniej.

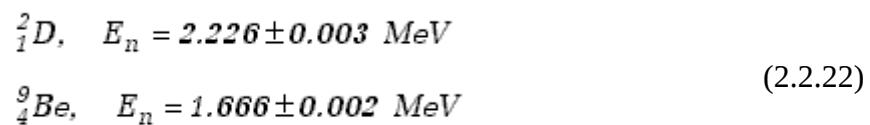
Źródła neutronów, to na ogół układy izotopowe, w których wykorzystuje się źródło cząstek naładowanych. Cząstki te wywołują następnie reakcje jądrowe w których emitowany jest neutron.

Często stosowane jest źródło radowo-berylowe, w którym cząstki alfa emitowane są wskutek rozpadu ^{226}Ra , zaś właściwym źródłem neutronów jest reakcja



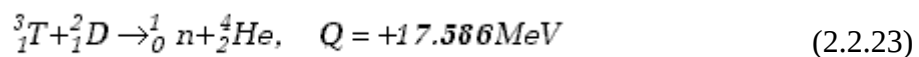
Jako źródło cząstek alfa można stosować też inne izotopy alfa-promieniotwórcze np: ^{210}Po , ^{227}Ac , ^{242}Cm . Neutrony emitowane z takich źródeł nie są monoenergetyczne, co wynika z różnych energii cząstek alfa oraz ich absorpcji w źródle a także z powodów różnic w energiach wzbudzenia jądra węgla, prowadzących w rezultacie do różnic w energiach emitowanych neutronów.

Inny typ źródła wykorzystuje reakcję typu (γ, n) . Foton musi mieć energię większą od energii wiązania neutronu w jądrze. Potrzebne jest więc źródło wysokoenergetycznych fotonów oraz izotop o niskiej energii wiązania neutronu. Ten ostatni warunek praktycznie spełniają tylko dwa izotopy:

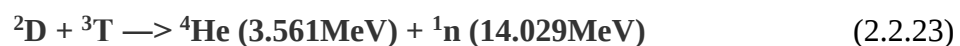


zaś fotony o wystarczająco wysokich energiach wysyłają tor i rad.

Źródła wykorzystujące reakcje typu (d, n) - tzw. **generatory neutronów**. W tym przypadku wykorzystywana jest reakcja

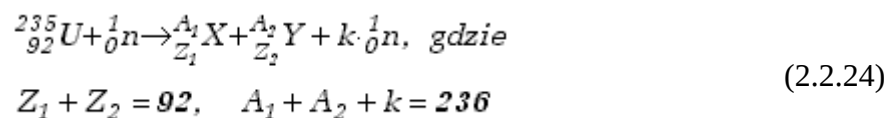


Reakcja ta zachodzi z dużym przekrojem czynnym ok. 5b dla energii deuteronów ok. **100KeV**. Urządzenie tego typu posiada akcelerator przyspieszający deuterony do ok 200KeV, które uderzają w tarczę zbudowaną zwykle z cyrkonu nasyconego gazowym trytem. Energia neutronów emitowanych z takiego źródła wynosi ok. **14MeV**, co wynika z bilansu energii w dwuciałowym stanie końcowym reakcji. Podział energii pomiędzy deuter i tryt jest następujący



Wytwarzanie strumieni neutronów w reaktorach. Są to obecnie podstawowe źródła neutronów, wytwarzające ich największe strumienie. Neutrony emitowane są wskutek reakcji

rozszczeplenia jąder ciężkich np: ^{235}U lub ^{239}Pu wskutek absorpcji neutronu, zgodnie ze schematem, np:



W jednym akcie rozszczepienia emitowanych jest średnio ok. 2.5 neutronów. Emitowane neutrony mają ciągły rozkład energii, których wartość średnia wynosi ok. 2.5 MeV. Neutrony w reaktorze ulegają spowolnieniu, co jest niezbędne dla prawidłowej pracy reaktora. W rezultacie na zewnątrz mamy do czynienia ze strumieniem neutronów termicznych o makswellowskim rozkładzie energii. Strumieni neutronów z reaktora mają wartości rzędu 10^{12} n/s. Intensywność strumienia neutronów zależy od typu i mocy reaktora. Rysunek poniżej pokazuje różne formy kanałów reaktora służących do naświetlań.



Rysunek 2.1.9. Reaktor „Maria” w Narodowym Centrum Badań Jądrowych (Świerk)

Rysunek 2.1.9. Różne formy kanałów reaktora służących do naświetlań.

Do niektórych zastosowań, np. spektroskopii neutronów, potrzebny jest ich przerywany strumień. Do wytwarzania takich strumieni służą reaktory impulsowe.

Przykład takiego reaktora pokazuje rysunek obok. Jest to schemat reaktora IBR-30, zainstalowanego w Zjednoczonym Instytucie Badań Jądrowych w Dubnej, k. Moskwy. Wirujące tarcze zawierają ładunki uranu. Stan nadkrytyczny uzyskuje się w bardzo krótkich odcinkach czasu i wtedy następuje emisja bardzo dużych strumieni neutronów

Rysunek 2.1.10. Schemat reaktora IBR-30, w ZIBJ w Dubnej

